Ueber

die Electricitätsentwickelung durch Flüssigkeitsstrahlen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

bei der

philosophischen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn

eingereicht und mit den beigefügten Thesen verteidigt

am 27. Juli 1895 Vormittags 12 Uhr

von

Hans Usener

aus Bonn.

Opponenten:

Dr. phil. August Hagenbach
Dr. phil. Alfred Helle
stud. phil. Georg Karo.

Bonn,

Universitäts-Buchdruckerei von Carl Georgi.

1895.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547409_0095

Meinen lieben Eltern

1. Bei der Beobachtung der atmosphärischen Electricität machte man schon frühzeitig[1] die Erfahrung, dass das normale Erdpotentialgefälle in hohem Grade beeinflusst, ja sogar umgekehrt werden kann, wenn in der unmittelbaren Nähe des Beobachters heftige Bewegungen irgend welcher Art von Wassermassen bestehen, bezw. kürzlich stattgefunden haben. So bewirken starke Regengüsse häufig eine Umkehr des bei heiterem Himmel positiven Potentialgefälles der Luft in ein negatives[2], und eine Herabsetzung des Gefälles macht sich bis zu 800 km von der Regengrenze wahrnehmbar. Auch in verticaler Richtung nach oben pflanzt sich diese Wirkung fort; nach Beobachtungen[3] der Hrn. Elster und Geitel ist die Luft in einer Höhe von 500 m über starken Wasserfällen noch deutlich negativ geladen, auch bemerkten sie gleichzeitig, dass die zur Erde gelangenden Wassertropfen eine positive Ladung haben konnten. Diese letzte Erscheinung schien ihnen den Schlüssel zu liefern: während die Wassermassen zerstieben, ladet die Influenz des Normalgefälles die feinen, in die Luft geschleuderten Wasserpartikelchen negativ, während die Influenzelectricität zweiter Gattung von den grossen Wassermassen zur Erde geführt wird[4].

2. Ganz vereinzelt gegen diese Thatsachen steht eine Beobachtung[5] von Hrn. Exner, der bei Messungen

---

1 Vgl. darüber Hoppe, Gesch. d. Electr. (1884) p. 157.

2 Elster und Geitel, Wiener Ber. 1889 B. 98 p. 952.

3 Elster und Geitel, Exner's Repert. 1891 B. 27 p. 419, sowie Wiener Ber. 1891 B. 99 p. 419—421.

4 Vgl. auch Hoppe, Gesch. d. El. p. 157.

5 Exner, Exner's Rep. 1891 B. 27 p. 135.

des Luftpotentialgefälles am Strande von Mount Lavinia auf Ceylon fand, dass das normale Gefälle bedeutend vermehrt erschien, wenn starke Meeresbrandung vorhanden war. Leider macht er hierüber keine bestimmten Zahlenangaben. Auch hier findet also eine deutliche Einwirkung bewegter Wassermassen auf die Luftelectricität statt, und es entsteht die Frage, ob nicht trotz der gerade entgegengesetzten Wirkung in beiden Fällen eine gleiche innere Ursache zu Grunde liegt.

3. Eine Aufklärung hierüber brachte Hr. Lenard[1] in einer langen und höchst sorgfältig ausgeführten Untersuchungsreihe. Zunächst zeigte er durch seine Beobachtungen an dem nach aussen hin fast vollkommen abgeschlossenen grossen Wasserfall der Grossarler Ache in der Liechtensteinklamm bei St. Johann im Pongau, dass die Erklärung, die Hr. Hoppe sowie die Hrn. Elster und Geitel der Erscheinung unterschieben, unrichtig sein müsse. Die Ergebnisse, die dann durch das Experiment mit künstlichen Wasserstrahlen zu Tage traten, sind kurz zusammengefasst die folgenden:

a) Jeder Wasserstrahl vermag unter bestimmten, im folgenden näher erörterten Bedingungen die umgebende Luft negativ zu laden, während er selbst sich positiv ladet[2], doch ist hierzu grosse Reinheit des Wassers erforderlich, geringe Verunreinigungen können die Wirkung bedeutend herabsetzen, ja sogar umkehren[3].

b) Zur Entstehung der Luftelectricität ist notwendig das Auftreffen des Strahles auf ein Hindernis[4].

c) Das blosse Zerstieben des Wassers ist unwirksam, es muss so auftreffen, dass ein Teil seiner freien Oberfläche verschwindet[5].

---

1 Lenard, Wied. Ann. 1892 B. 46 p. 584.
2 Lenard a. a. O. p. 598.
3 Lenard a. a. O. p. 589, 596, 629.
4 Lenard a. a. O. p. 617.
5 Lenard a. a. O. p. 619.

4) Nicht der Wasserstaub ist Träger der Luftelectricität[1], sondern die Luft selbst ist geladen, und zwar ist der Wasserstaub wie das Wasser entgegengesetzt der Luft geladen[2].

5) Die electrische Ladung bildet sich während des Falles der Tropfen aus (Beweis: Einfluss der Strahllänge[3], sowie das Experiment mit isolierten Strahlen[4]), die Electricitäten werden dann frei beim Aufschlagen. (Unabhängigkeit vom Material der Scheibe, worauf der Strahl fällt[5]).

6) Von grossem quantitativem Einfluss ist die chemische Beschaffenheit des Flüssigkeitsstrahles sowie des Gases, durch das er fällt[6].

Hieraus wird der Schluss gezogen, dass eine Doppelschicht zwischen Gas und Flüssigkeitstropfen bestehe, die einer electrischen Contactwirkung[7] ihren Ursprung verdanke; durch den Aufprall finde die mechanische Trennung der beiden Schichten statt.

4. Es ist klar, dass sich aus diesen Ergebnissen die oben erwähnten Beobachtungen in einfacher Weise erklären[8]. Auf den Rat von Hrn. Lenard hatte ich bereits die Aufgabe in Angriff genommen, den Einfluss von Lösungen und verschiedenen Gasen auf den Effect zu untersuchen, um die Hypothese einer Contactpotentialdifferenz zu stützen und weiter auszubauen, als mir eine Abhandlung von J. J. Thomson[9] in die Hände fiel, die einen ähnlichen Zweck verfolgt. Indem Hr. Thomson die Lenardsche Hypothese als bewiesene Voraussetzung

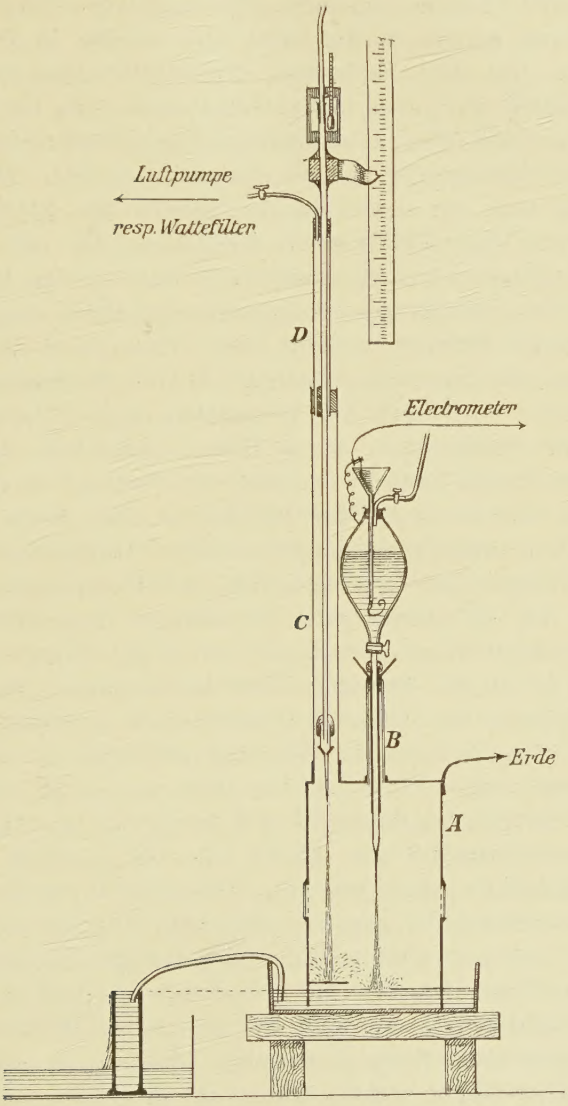
1 Lenard a. a. O. p. 596.
2 Lenard a. a. O. p. 602 ff.
3 Lenard a. a. O. p. 600 ff.
4 Lenard a. a. O. p. 606 ff.
5 Lenard a. a. O. p. 614.
6 Lenard a. a. O. p. 626 ff.
7 Lenard a. a. O. p. 631.
8 Lenard a. a. O. p. 629.
9 J. J. Thomson, Philos. magaz. 1894 B. 37 p. 341.

acceptiert, zeigt er in seinen Versuchen, dass man die Stärke der electrischen Doppelschicht als eine Art von Maass der chemischen Verwandtschaft zwischen Lösung und umgebendem Gas ansehen könne. Die schönen Ergebnisse seiner Untersuchungen munterten mich auf, den bereits eingeschlagenen Weg nicht zu verlassen, sondern womöglich durch ergänzende Experimente die Grundlagen der Thomsonschen Arbeit weiter zu stützen und nach Möglichkeit in den Mechanismus des Vorgangs einzudringen. Wenn sich auch im Verlauf der Arbeit die Unmöglichkeit herausstellte, einen endgültigen Abschluss dieser experimentell wie theoretisch gleich schwierigen Frage zu erreichen, so hoffe ich doch, einen vorläufigen Beitrag zur Kenntnis des merkwürdigen Phänomens geliefert zu haben, den ich später durch eingehendere Untersuchungen erweitern möchte.

Versuchsanordnung.

5. Das Versuchsprincip bestand, abweichend von dem Thomsonschen, der die Electrisierung der Flüssigkeit nach dem Auffall misst, darin, mit Hülfe eines Thomsonschen Wassertropfencollectors die Electrisierung der Luft zu messen. Eine cylindrische Glocke A (s. p. 9) aus verzinntem Eisenblech, deren Höhe 35.5 cm und deren Durchmesser 22 cm betrug, stand umgestülpt in einer Porzellanwanne, die mit Sperrflüssigkeit zu einer Höhe von 5.6 cm gefüllt war. Durch einen Ausschnitt am unteren Rand des Cylinders und durch Verbindung der Sperrflüssigkeit mit einem constanten Wasserniveau mittelst Heber blieb der Wasserstand im Inneren der Glocke stets auf gleicher Höhe. In der Mitte der Decke des Cylinders war ein Glasrohr B eingesetzt, von 16 cm Höhe und 2.1 cm Dicke, innen und aussen gut mit Schellack isoliert. Es diente als isolierender Träger eines Metallrohres, das mit seinem einen Ende in dem Stopfen befestigt war, der das obere Ende des Glasrohres abschloss, während das untere Ende

frei hineinragte in die Glocke. In dieser Metallröhre wieder stak das Glasrohr des Wassertropfers, mittelst



eines übergezogenen Kautschukschlauchstückchens an dem Metallrohr befestigt. Die Spitze ragte aus diesem hervor, dergestalt, dass der äusserst feine, sprühende Strahl des Collectors gerade in der Mitte der Glocke in Tropfen zerfiel. Das obere Ende trug ein birnförmiges leichtes Glasgefäss, das einen halben Liter fasste. Es war ganz mit Stanniol beklebt, mit Ausnahme eines schmalen Streifens, der den Flüssigkeitsstand zu erkennen erlaubte. Die Belegung war mit einem in das Innere der Flüssigkeit ragenden Platindraht leitend verbunden, der mit Hülfe eines Contactes zum Electrometer geleitet werden konnte. Der Collectorstrahl liess sich durch einen Hahn absperren. Ausserdem befanden sich an dem Gefäss noch Vorrichtungen, die das isolierende Glasrohr vor Bespritztwerden schützten. — Seitlich war ein starkes, hohes Glasrohr *C* (4.1 cm Durchmesser, 60 cm Höhe) eingekittet, das an seinem oberen Ende in excentrischer Stellung ein zweites kurzes Glasrohr *D* (Durchmesser 3.2 cm, Höhe 26 cm) trug, das oben durch einen doppeltgebohrten Gummistopfen *G* verschlossen war, dergestalt, dass das 110 cm lange Glasrohr, das als Ausflussrohr für den zu beobachtenden Wasserstrahl diente, durch die eine der Bohrungen und dann durch die Bohrung eines Korkstopfens, der das untere Ende des kürzeren Glasrohres *D* abschloss, hindurch ging, und sich in dieser Doppelführung genau vertical auf- und abwärts schieben liess und dabei stets in der Mittelaxe des Rohres *C* sich bewegte. Die Axe des Flüssigkeitsstrahles war 4.3 cm von der nächsten Stelle der Cylinderwandung entfernt. Durch die zweite Bohrung des Gummistopfens ging ein Hahnrohr, das bei den Versuchen mit einem Wattefilter verbunden war, so dass die Innenluft des Cylinders mit der äusseren durch dasselbe communicierte. Der Strahl fiel auf einen Blechstreifen aus demselben Material wie die Glocke, der mit der Cylinderwandung verlötet war; seine Breite war so abgemessen, dass von dem Strahl nichts verloren gehen konnte,

ohne dabei den Tropferstrahl zu stören. Die Höhe des Fallblechs über dem Flüssigkeitsspiegel betrug 0.8 cm. Bei einigen Versuchen wurde darüber noch ein Streifen Platinblech gelegt, wenn nämlich die Lösungen das Eisenblech angriffen, der Effect wurde dadurch nicht gestört. An der Cylinderwandung waren noch zwei Glasfensterchen angebracht, an ihrer Innenseite durch Drahtnetze geschützt. Das ganze System schloss vollkommen luftdicht, nur durch das Wattefilter konnte Luft in den Apparat ein- bezw. aus ihm austreten. Die Blechglocke war immer zur Erde abgeleitet. Die Ablesung der Verschiebung des Strahlrohres geschah, wie aus der Zeichnung ersichtlich, vermittelst eines am oberen Ende der Glasröhre befestigten Metallzeigers an einem vertical aufgestellten Maassstabe mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0.3 mm.

6. Das Ausflussgefäss war ein unten tubulierter Glascylinder, der ca. 1.5 l fasste. Um den Strahl während des Laufens unter constantem Druck zu halten, war das Gefäss durch eine Glasröhre, die durch eine Bohrung eines doppelt gebohrten fest schliessenden Gummipfropfens ging, während durch die zweite ein Glasrohr ging, das durch einen Hahn abgesperrt werden konnte, in eine Mariotte'sche Druckflasche verwandelt. Am oberen Ende des Mariotte'schen Rohres war ein kurzes Röhrenstück befestigt, das zwei in einer horizontalen Ebene parallele wagerechte Fäden enthielt und so als Visiervorrichtung diente, die die Druckhöhe an einer verticalen Scala (Maasstab II) mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0.6 mm abzulesen erlaubte. Das Gefäss stand in einem Holzgerüst, das an zwei langen parallelen, fast genau verticalen Glasstäben gleiten, und mittelst einer Schnurübertragung vom Platze des Beobachters aus beliebig gehoben und gesenkt werden konnte. Die Luft, die beim Fliessen des Strahles in das Gefäss strömte, musste erst ein kleines Wattefilter passieren, auch wurde Sorge getragen, dass beim Einfüllen des destillierten Wassers dasselbe mit der durch

viele Gasflammen und die Heizung stark verunreinigten Laboratoriumsluft nicht in Berührung kam. Es zeigte sich, dass die sorgfältige Anwendung dieser Vorsichtsmaassregeln die Regelmässigkeit und Constanz der Ausschläge am Electrometer bedeutend vermehrte. Das destillierte Wasser bezw. die Flüssigkeit, deren Strahl untersucht werden sollte, trat dann durch ein längeres Rohrsystem, indem sie erst eine Glasröhre passierte, in die ein zur Erde abgeleiteter Platindraht eingeschmolzen war, dann durch ein Schlauchstück lief, das durch einen kräftigen, vom Platz des Beobachters aus in Bewegung zu setzenden Hebel nach Belieben zugequetscht und geöffnet werden konnte, und strömte dann durch einen langen Kautschukschlauch, der über einen aus Korkstopfen gebildeten, am oberen Ende des in der Zeichnung angedeuteten Maassstabes I befestigten Halbkreis gelegt war, vertical hinunter in das „Strahlrohr," nachdem sie vorher noch ein dickeres Glasröhrenstück passiert hatte, in das ein Thermometer eingesetzt war. So konnte das Gewicht des mit Wasser gefüllten Schlauches keine Biegung des Strahlrohres und damit Ablenkung des Strahles bewirken. Die Ablesungen wurden mit Fernrohr und Scala an einem Thomson'schen Quadrantelectrometer gemacht, das von Stöhrer in Leipzig bezogen war (Entfernung Scala—Spiegel = 4 m); das eine Quadrantenpaar war stets zur Erde abgeleitet, das andere konnte nach Belieben mit der Erde, mit dem Zinkpol eines Daniell, dessen Kupfer zur Erde geleitet war, oder mit dem isolierten Tropfencollector verbunden werden. Als Einheit diente das für jede Versuchsreihe frisch gefüllte Daniellelement, und die Empfindlichkeit des Electrometers wurde je nach Bedarf reguliert von 10—160 mm Scalenausschlag pro Daniell. Zu Beginn und zum Schluss jeder Versuchsreihe wurde das isolierte System des Tropfers und der vom Electrometer losgelösten Leitung mit Hülfe eines Goldblatteleectroscops auf die Isolationsfähigkeit unter-

sucht: behielten die Blättchen ihre starke Divergenz im Verlauf einer Minute merklich konstant, so konnte man ruhig annehmen, dass keine Isolationsfehler die Versuche beeinträchtigten.

7. Im folgenden werde ich die verticale Entfernung: Ausflussspitze — Fallblech als „Fallhöhe", die verticale Entfernung: unteres Ende des Mariotte'schen Rohres — Ausflussspitze als „Druckhöhe", die Summe beider als „Gesamthöhe" bezeichnen.

Der Nullpunkt für die Fallhöhe wurde einfach bestimmt, indem das Strahlrohr gesenkt wurde, bis die Ausflussspitze das Fallblech berührte, und dann die Scala abgelesen wurde. Der Nullpunkt an dem Maassstab II konnte nur empirisch bestimmt werden, indem das Strahlrohr auf den Nullpunkt gebracht und dann der Strahl losgelassen wurde; wenn man dann das Ausflussgefäss langsam senkte, wurde der Strahl immer schwächer, bis zu einem Punkt des labilen Gleichgewichts, wo weiteres Senken die Flüssigkeit in das Gefäss zurückströmen liess. Dieser Punkt, auf dem Masstabe II abgelesen, war der gesuchte Nullpunkt. Der Versuch wurde wiederholt in verschiedenen Höhen, wo dann die Fallhöhe von dem Punkt labilen Gleichgewichts zu subtrahiren war. Aus zahlreichen Beobachtungen wurde darauf das Mittel genommen, die Schwankungen betragen $\pm$ 8 mm.

Betrachtung der Erscheinung.

8. Lässt man den Strahl laufen und beobachtet den Electrometergang, so zeigt sich ein rasches Anwachsen des Potentials, das nach einer gewissen Zeit sich asymptotisch einem constanten Wert nähert. Offenbar ist dieser Punkt erreicht, wenn die in der Zeiteinheit producierte Electricitätsmenge genau derjenigen gleich geworden ist, die in der Zeiteinheit durch eine Art von Leitungsvorgang an die Wand abgegeben wird. In der That

springt die Analogie mit electrolytischer Leitung sofort in die Augen. Eine relativ verschwindende Anzahl kleinster Teilchen bewegt sich in anomalem, „electrischem" Zustand unter dem Einfluss electrostatischer Kräfte nach Punkten anderen Potentials hin, um dort die Ladung abzugeben. Wir können also ohne Bedenken die Geschwindigkeit der Verschiebung und die daraus resultierende Potentialabnahme nach der Zeit, — wenn wir im Augenblick ausser Spiel lassen, dass der Verlust beständig wieder durch den Strahl gedeckt wird — proportional dem Potentialgefälle oder der Potentialdifferenz zwischen dem Punkt der Messung und der Cylinderwand — p — setzen. Bezeichnen wir also die pro Sec. gelieferte Electricitätsmenge mit μ, so können wir setzen:

$$\frac{dp}{dt} = f(\mu) - a\,p$$

wo a eine positive reelle Grösse von der Dimension einer reciproken Zeit — der sogenannte Zerstreuungscoefficient — ist. Es musste zunächst untersucht werden, ob a wirklich eine Konstante ist und ob sie nicht variiert, wenn das Strahlrohr in das Innere der Glocke gesenkt wird, da es nicht unmöglich erscheint, dass das Einführen der zur Erde abgeleiteten Flüssigkeitssäule die Zerstreuung erheblich vermehrt. Zu dem Zwecke wird zu einer bestimmten Zeit, $t = o$, wo das Potential vollkommen stationär geworden ist, der Strahl plötzlich abgestellt. Dann wird $f(\mu) \quad o$ und $\frac{dp}{dt}$ negativ, die Nadel geht zurück. Dann muss zur Zeit t sein:

$$p = p_o\, e^{-a\,t}$$

wenn p_o das stationäre Potential bedeutet. Daraus ergiebt sich:

$$a = \frac{ln p_o - ln p}{t}$$

In der That zeigte die graphische Aufzeichnung wie

die Berechnung, dass a sehr angenähert eine Constante ist.

Die folgende Tabelle mag davon überzeugen, dass a unabhängig ist von der Verschiebung der Strahlröhre. Die Spitze derselben betritt bei einer Fallhöhe von 28.9 cm den Cylinder, die Fallhöhen sind unter F verzeichnet, die Potentiale im stationären Zustand unter p_o:

F	p_o	a
31.3	6.73	0.03307
8.6	1.45	3275
70.4	4.60	3278
11.8	4.63	3248
20.6	4.68	3333
21.4	6.74	3336
13.0	2.62	3313
50.6	8.96	3343
11.6	3.48	3342
32.8	8.32	3156
Im Durchschnitt:		0.032931

Wie man sieht, sind die Abweichungen gering, und nur Beobachtungsfehlern zuzuschreiben, zumal sie nicht den geringsten Zusammenhang mit F oder p_o zeigen. Freilich ist ein gewisser Einfluss der Temperatur nicht zu verkennen, indem a mit der Temperatur etwas steigt, wie die Leitfähigkeit der Elektrolyse mit der Temperatur anwächst. Doch wurde fast durchweg bei ziemlich konstanten Temperaturen gearbeitet, sodass für a ohne Bedenken eine absolute Constante gesetzt wurde.

10. Was die Form von $f(\mu)$ anbelangt, so lässt sich von vornherein darüber nur aussagen, dass sie gleichzeitig mit μ verschwindet. Wir können sie also hypothetisch setzen:

$$f(\mu) = \sum_i \gamma_i \mu^{\beta_i}, \quad \beta > o$$

Es wurde nun eine Capillare eingeschaltet in das Röhrensystem kurz vor Eintritt in das Strahlrohr, in die ein dünner Glasfaden sich beliebig weit einschieben liess. Das Strahlrohr blieb an derselben Stelle, der

Strahl verwandelte sich in schön gleichmässig ausgebildete Tropfen, deren Zahl pro Secunde von der Tiefe abhing, zu der der Glasfaden eingeschoben war. Nimmt man nun an, was ohne Zweifel sehr nahe richtig, dass bei nicht zu grosser Tropfenzahl μ dieser Zahl pro Sec. proportional sei, so kann man aus der Curve, deren Abscisse die Tropfenzahl, deren Ordinate p_o ist, einen Schluss über die Form von $f(\mu)$ machen. Für $\beta = 1$ würde die Curve eine gerade Linie, für $\beta = 2$ oder $= {}^1/_2$ eine Parabel sein. Die folgende Tabelle überzeugt leicht, dass die Curve sehr angenähert eine Parabel wird, deren Axe die Abscissenaxe ist, so dass im ersten Glied der Entwicklung $\beta = {}^1/_2$ werden würde, während die folgenden Glieder nur Correctionsglieder sein würden.

Tropfenzahl	p_o	Tropfenzahl	p_o
1	1.1	4.15	1.80
2.05	1.46	5.6	1.90
3	1.70	8.3	2.80

In erster Annäherung werden wir mithin schreiben können:

$$\frac{dp}{dt} = \gamma \sqrt{\mu} - \alpha p$$

11. Noch einer Erscheinung sei gedacht, die sich regelmässig einstellt beim Beginn des Laufens des Wasserstrahles. Die Nadel geht erst rasch, dann immer langsamer bis zu einem scharf ausgeprägten Maximum, wo sie bis zu 30 Sec. verweilt, um dann langsam und unruhig sich der definitiven Gleichgewichtslage zu nähern, die nur ${}^1/_2 - {}^2/_3$ der Potentialdifferenz des Maximums entspricht. Bereits Lenard[1] bemerkte etwas ähnliches, doch vermochte er es durch die Inkonstanz des Druckes zu erklären. In unserem Falle, wo der Druck während

1 Lenard a. a. O. p. 597.

eines Versuches vollkommen konstant blieb, war diese Erklärung nicht zulässig ; auch war bald bewiesen, dass das Sinken des Flüssigkeitsspiegels in dem nicht mit Mariotte'schem Rohr versehenen Tropfencollector, das ja eine Verschiebung des Punktes der Potentialmessung hervorbringen musste, nicht die Ursache sein könne, da der Druck im Tropfer sich ohne Einfluss zeigte auf den Electrometergang. Wohl aber zeigte die Messung von a, wenn der Strahl, sowie das Maximum erreicht war, abgestellt wurde, dass dasselbe erheblich kleiner war, als das normale a, sodass in der That fast genau

$$a_{max} \cdot p_{max} = a_o \, p_o$$

a_{max} war ungefähr $= 0.018$.

Diese Erscheinung lässt sich wohl einfach dadurch erklären, dass der Strahl Luftströmungen erzeugt, die die Zerstreuung sehr begünstigen, deren Entstehung aber mehr Zeit in Anspruch nimmt als die Wanderung der Luftteilchen unter dem Einfluss der electrostatischen Kräfte.

Wie wirkt Verunreinigung der Luft?

An dieser Stelle schien es nicht uninteressant, der Ursache der merkwürdigen Wirkung von Staub auf das Phänomen nachzuspüren. Während bei sämtlichen übrigen Versuchen die Glocke mehrere male hintereinander voll Wasser gepumpt und durch das Wattefilter wieder mit Luft gefüllt war, um jede Spur von Staub zu entfernen, wurde nun absichtlich Tabaksrauch in die Glocke geblasen und nach ungefähr 3 Stunden der Strahl in Thätigkeit gesetzt. Das Potential stieg viel langsamer an, als bei Anwendung reiner Luft, erreichte aber schliesslich nahezu die doppelte Höhe. Zwei Möglichkeiten stehen sich gegenüber: entweder ändert sich a allein oder auch es ändert sich gleichzeitig mit $f(\mu)$. Der erste Fall wird eintreten, wenn die in der Luft suspendierten festen Teilchen durch ihre Trägheit, durch Reibung oder dgl.

die Bewegung der geladenen Luftteilchen hemmen, und dadurch a verringern. In diesem Falle muss, wenn wir die Grössen bei verunreinigter Luft mit dem Index $_u$, die entsprechenden bei reiner Luft mit dem Index $_o$ bezeichnen, die Beziehung bestehen:

$$a_u p_u = a_o p_o$$

Nun ergab die Messung von a_u Werte, die während der Dauer der Versuchsreihe von 0.0031 bis zu 0.0060[1], also ungefähr von $\frac{a}{10}$ bis zu $\frac{a}{5}$ wuchsen, so, dass $a_u p_u$ nur etwa $^1/_6$ bis $^1/_3$ von $a_o p_o$ betrug. Daraus folgt, da a und $f(\mu)$ gleichzeitig erheblich kleiner werden, dass eine teilweise Entladung der Luftteilchen an die Staubpartikeln stattfindet; hierdurch wird die Capacität bedeutend gesteigert, und $f(\mu)$, das ja eine Art von reciproker Capacitätsgrösse enthalten muss, entsprechend kleiner; und ebenso muss a zufolge der sehr geringen Beweglichkeit der Staubteilchen erheblich verkleinert werden.

Wurde eine sehr starke Rauchwolke in die Glocke geblasen, so dass diese von einem dicken Nebel erfüllt schien, so änderte sich die Erscheinung dahin, dass nach dem Aufhören des Strahles die Nadel nicht zurückging, sondern zu bedeutend grösseren Potentialen in die Höhe ging, um sofort nach dem erneuten Loslassen des Strahles wieder zurückzukehren: wahrscheinlich wird der Staub durch die Saugwirkung des Wasserstrahles mitgewirbelt, sodass seine Dichte im Mittelpunkt bedeutend sinkt; nach dem Abstellen des Strahles verteilt er sich wieder gleichmässig, die Dichte des Staubes und damit der Electricität in der Mitte steigt und damit auch das Potential, das dann fast unmessbar langsam sinkt, da zwar die elektrostatischen Kräfte stark gewachsen sind, dafür aber die in Bewegung

1 Dies Zunehmen von a rührt offenbar daher, dass der Strahl die Luft allmählich vom Staube befreit.

zu setzenden Massen mit der dritten Potenz jener Aenderung sich vergrössert haben.

Bedeutung der Ausflussmenge.

13. Erhält man die Gesamthöhe konstant, und variiert nur die Fallhöhe und damit die Druckhöhe, in welcher Weise ändert sich dann der Strahl? Zunächst muss bemerkt werden, dass die Flüssigkeit sehr langsam durch das ganze Röhrensystem fliesst und daher kaum merkliche Reibung erfährt: diese tritt erst beim Ausfluss durch die Spitze und beim freien Fall durch die Luft in Action. Vergrössere ich nun die Druckhöhe, so vergrössere ich die Ausflussgeschwindigkeit und die Ausflussmenge, und damit die freie Oberfläche der unten aufprallenden Flüssigkeit; doch wird das Maass dieser Vergrösserung von der Spitzenreibung abhängen, indem eine starke Reibung die Variation der Oberfläche bedeutend reduciert. Da wir nun ohne Zweifel aus den Lenardschen Versuchen den Schluss ziehen dürfen, dass die Grenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit der Sitz der Electricitätsentwickelung sein muss, so wird ceteris paribus die Aenderung des Effects bei grosser Spitzenreibung für eine gegebene Druckhöhenänderung viel geringer sein als bei sehr kleiner. Von diesen Verhältnissen mag die beifolgende Tabelle Rechenschaft geben. Es bedeuten in der Tabelle: H die Gesamthöhe, h die freie Fallhöhe, die natürlich bei constantem H um dieselbe Grösse zunimmt, um die die Druckhöhe abnimmt, die Einheit der Potentialdifferenz p ist, wie bereits angegeben, ein Daniell:

Spitze	H(cm)	p h = 40.0	p h = 50.0	p h = 60.0	p h = 70.0	p h = 80.0
I	140.0	7.09	—	—	6.91	6.85
II	140.0	7.733	7.17	6.72	6.24	5.79
II	183.8	9.17	—	8.4	—	7.81
II	97.5	5.36	4.97	4.2	—	3.03

Diese Versuche sind, wie alle, bei denen nicht das Gegenteil bemerkt ist, mit destilliertem Wasser (Condenswasser von einer Dampfmaschine) ausgeführt. Die Spitze I war ein kurzes Glasröhrchen, das ziemlich lang ausgezogen war, der Durchmesser war fast genau so gross wie der Durchmesser der Spitzenöffnung von II, die jedoch dadurch erhalten war, dass ich ein Glasröhrchen an einem Ende vor dem Gasgebläse zu einer feinen Oeffnung zusammengehen liess, sodass die Reibung von II gegen die von I fast verschwindet. In der That zeigt die Tabelle genau das Resultat, das wir vorausgesehen hatten. Um mich nach Möglichkeit von dem störenden Einfluss der Spitzenreibung frei zu machen, verwandte ich von nun an eine (in der Zeichnung angedeutete) Platinspitze von konischer Form, aus ganz dünnem Platinblech gelötet, in die mit einer Nadel eine feine kreisrunde Oeffnung von nahe 1 mm Durchmesser gebohrt war; der Konus war an ein kurzes Glasröhrchen gekittet, das ebenso wie die Spitzen I und II knapp über das untere Ende des Strahlrohres sich schieben liess, wo es durch ein Stück Kautschukschlauch, das darüber gestülpt war, festgehalten wurde. Entsprechend dem Ergebnis von Hr. Lenard[1], dass die Reibung an der Spitze nicht Ursache der Electrisierung sein könne, zeigte das veränderte Material der Spitze gar keine Aenderung der Erscheinung.

Betrachtungen über Einfluss der Strahllänge.

14. Zahlreiche Versuche, so besonders von Hrn. Nahrwold[2], haben mit grosser Bestimmtheit ergeben, dass Luft ebenso wie sämtliche Gase und Dämpfe in normalem Zustand d. h. bei Drucken und Temperaturen,

1 Vgl. Lenard, a. a. O. p. 599.
2 Nahrwold, Wied. Ann. 31 (1887) p. 448.

wo man sie als nicht dissociiert annehmen kann, nicht die Fähigkeit besitzen, eine electrische Ladung anzunehmen. So zeigte Hr. Nahrwold, dass die gewöhnlich bei electrostatisch geladenen isolierten Körpern auftretende „Zerstreuung“ in erster Linie, wenn nicht vollständig dem in der Luft enthaltenen Staub zuzuschreiben ist. Beim Ausströmen aus glühendem Platindraht wurde dieser zerstäubt, und der Platinstaub erschien als Träger der Electricität. Dementsprechend fand Precht[1], dass beim Ausströmen aus feinen Nadeln diese die Gestalt erheblich änderten und eine Gewichtsabnahme zeigten. [Es ist zu erwähnen, dass Hr. Precht bei der Spitzenentladung dieselbe conservierende Wirkung des Staubes beobachtete[2], die ich bei dem Wasserstrahl bemerkte; doch wurde ihre Natur nicht weiter untersucht.] Es würde daher nahe liegen, die Electrisierung der Luft auf Rechnung des Wasserstaubes zu setzen, wenn nicht die in dieser Arbeit unter 3 (4) erwähnten Ergebnisse von Herrn Lenard auf das bestimmteste dagegen sprächen.

15. So sehen wir uns gezwungen anzunehmen, dass die Luft in der Grenzschicht zwischen Flüssigkeitstropfen und Luft in einem von ihren gewöhnlichen Eigenschaften völlig abweichenden Zustand sich befindet. Wie dem auch sei, sicher ist, dass in dem Moment, wo der Tropfen sich bildet, er noch unelectrisch sein wird, und erst allmählich während des Falls in den Zustand kommt, der beim Aufprallen auf ein Blech die Trennung beider Electricitäten ermöglicht. Es erscheint vollkommen ausgeschlossen, dass dabei ein Reibungsphänomen obwaltet; würde überhaupt eine Reibung zwischen Tropfen und Luft von solcher Art erfolgen, dass Electricität entstände, so wäre nicht abzusehen, warum das Auftreffen auf ein

---

1 Precht, Wied. Ann. 49 (1893) p. 150.
2 Precht, a. a. O. p. 160.

Hindernis so unumgänglich nötig ist, um das Phänomen hervorzubringen. In der That verbinden wir mit dem Begriff der Reibung die Vorstellung eines sich an einander Vorbeibewegens zweier Schichten, die nach diesem Vorgang eine freie Oberfläche erhalten; fände bei dem Strahl etwas ähnliches statt, müsste das einfache Spritzen eines Strahles durch Luft mindestens eine Spur freier Electricität erzeugen; aber ein diesbezüglicher Versuch von Hrn. Lenard[1] zeigt, dass nichts von freier Electricität in diesem Fall sich nachweisen lässt, trotz der empfindlichsten Messmethoden. Es scheint also, als ob die Luftmolecüle, die in die Wirkungssphäre des Tropfens kommen, nicht mehr vorbeistreichen können, sondern von den sehr beträchtlichen, normal zur Oberfläche nach Innen wirkenden Kräften der Molecularattraction festgehalten würden. Die Natur der ‚adsorbierten' Schicht wird ausser von Druck und Temperatur noch von den speciellen Anziehungskräften abhängen, die die beiden verschiedenartigen Molecülgattungen auf einander ausüben, Kräften, deren Natur noch völlig unaufgeklärt ist. Giebt es doch feste Körper, die in gewissen Gasen gar keine Adsorptionsschicht erzeugen, ohne dass ein Zusammenhang erkennbar wäre mit den sonstigen Beziehungen und Eigenschaften der beiden Körper.

16. So werden wir also den Vorgang, der sich beim Falle des Strahles von dem Moment der Tropfenbildung an abspielt, in 3 Phasen zerlegen können:

1) die Bildung einer Adsorptionsschicht des Gases um die Tropfen,

2) Auftreten noch völlig unbekannter, nach Hrn. J. J. Thomsons Ansicht chemischer Kräfte, die die Gasmolecüle in einen neuen, zur Aufnahme freier Electricitätsmengen geeigneten Zustand versetzen, und schliesslich

1 Lenard, a. a. O. p. 617.

3) Uebergang von freier Electricität durch die Trennungsschicht, da ja die beiden, vorher vollkommen electrisch neutralen Körper nachher entgegengesetzte Ladungen zeigen.

Hr. Paschen[1] berechnet, dass zur vollen Ausbildung der electrischen Doppelschicht zwischen Quecksilber und Electrolyten, bei welchem Vorgang wohl nur die Phase (3) zu berücksichtigen ist, eine Zeit erforderlich ist von der Grössenordnung von $^1/_{1000}$ Sec. Bei unserem bedeutend komplicierteren Phänomen können wir sicher eine längere, wahrscheinlich wohl messbare Zeit erhalten.

Schon Hr. Lenard hatte[2] gefunden, dass ein Längermachen des Strahles selbst dann noch die Wirkung verstärkt, wenn er bereits in Tropfen zerfallen; an einer anderen Stelle[3] schreibt er diese Wirkung dem Umstande zu, dass längere Strahlen das Gefäss besser ventilieren, so dass die vermehrte Luftströmung die electrisierte Luft schneller fortführt, und dadurch die teilweise Entladung vermindert. In der That nimmt in seinen Versuchen die Wirkung kontinuierlich mit der Strahllänge zu.

Es schien mir also zunächst höchst wichtig, Versuche, die diese Frage zu lösen vermöchten, anzustellen.

Untersuchung der Discontinuitätsstelle des Strahles.

17. Eine der ersten Folgen unserer Betrachtungen wäre, dass, wenn wir den Strahl senkten, das beobachtete Luftpotential sinken müsste, und zwar in solcher Weise, dass in dem Moment, wo die Discontinuitätsstelle des Strahles, d. h. der Punkt, wo er in Tropfen zerfällt, das Auffallblech berührt, keine Unstetigkeit in der beob-

1 Paschen, Wied. Ann. 41 (1890) p. 801.
2 Lenard, a. a. O. p. 601.
3 Lenard, a. a. O. p. 619 u. f.

achtenden Wirkung stattfindet. Hierüber wünschte ich zuerst Aufschluss zu gewinnen und verfuhr zu diesem Zwecke auf folgende Weise. Das Strahlrohr wurde so eingestellt, dass bei möglichst grosser Druckhöhe die Discontinuitätsstelle gerade auf das Fallblech kam. Wie schon erwähnt, befand sich das letztere 0.8 cm über dem constanten Flüssigkeitsspiegel und war ein Streifen verzinnten Eisenblechs, der mit seinen beiden Enden an die Cylinderwandung verlötet war, so dass der Strahl seine Mitte traf, und so schmal, dass der feine Strahl des Wassertropfcollectors nicht in Contact mit ihm kommen konnte. Wurde nun das Ausflussgefäss gesenkt, so verminderte sich natürlich die Ausflussgeschwindigkeit, und es musste sich dadurch der continuierliche Teil des Strahles langsam verkürzen, sodass bei einer bestimmten Druckhöhe die Tropfen etwas oberhalb des Bleches sich ausbildeten, bis bei weiterem Senken dieselben sich mehrere Centimeter darüber vollkommen frei ausbilden konnten. Ich erwartete daher auf diesem Wege eine stetig ansteigende Curve zu erhalten, die erst sehr kleine Ordinaten aufweist, da der Effect des glatten Teiles des Strahls ausserordentlich gering ist.

Der Versuch ergab jedoch ein völlig unerwartetes Resultat. Bei einer bestimmten Druckhöhe, wo die Discontinuitätsstelle bereits oberhalb des Blechs sich befindet, trat ein sehr starker regelmässiger Ton ein, mit sehr vielen Obertönen, der offenbar von den Eigenschwingungen des Blechs herzurühren schien und dessen Klangfarbe etwa die einer Hoboe war; gleichzeitig erfolgte eine starke Unstetigkeit im Potential. Die Obertöne waren so stark, dass man kaum einen festen Grundton heraushören konnte, oft schlug er um, ja manchmal hörte ich vollkommen deutlich einen Accord, mit zwei fast gleich starken Einzeltönen, im Abstand einer grossen, einigemale einer kleinen Terz. Wurde das Gefäss nur wenige Millimeter gesenkt, hörte der Ton plötzlich auf,

und gleichzeitig wurde wieder das Potential fast = 0, bis an einer anderen Stelle sich dasselbe Spiel wiederholte. Die Figur I zeigt den Verlauf der so erhaltenen Curve graphisch. Stets trat gleichzeitig mit dem Ton der Potentialsprung auf, dessen Grösse auch deutlich mit der Stärke des Tones wuchs. Oft trat bei der Wiederholung der Versuche an den betreffenden Stellen der Ton erst auf, nachdem ich mit der Stimme laut ihn angegeben hatte, und mit ihm erschien dann der Potentialsprung. Jedoch hatte das Ansingen nur an den auf der Curve verzeichneten Stellen Erfolg, an den übrigen war auf keine Weise weder Ton noch entsprechender Electrometerausschlag zu bewirken. Offenbar findet hier eine höchst merkwürdige complicierte Einwirkung der Schwingungen des Blechs auf die Tropfenbildung im Strahl statt, während umgekehrt die Zahl der Tropfen, die ja von der Druckhöhe abhängt, bei bestimmten Werten der letzteren ein Schwingen des Blechs hervorbringt, indem die Schwingungszahl in irgend welcher einfachen Beziehung zur Tropfenzahl steht. Es ist noch darauf aufmerksam zu machen, dass sich die Abscissendifferenzen zweier aufeinander folgender Unstetigkeiten zu einander verhalten wie 4 : 3 : 2, was Zufall sein kann — vielleicht aber auch in innerem Zusammenhang mit der Natur der Obertöne der Schwingungen des Blechs steht. Doch ging ich der Erscheinung nicht weiter nach, da sie über die Hauptfrage, die ich mir gestellt, keinen Aufschluss geben konnte. Um die Tonbildung und ihren störenden Einfluss möglichst zu verhindern, lötete ich das Fallblech los und machte 6—7 tiefe Einschnitte hinein, dann wurden Holzbohlen unter dasselbe genagelt und das ganze wieder möglichst sorgfältig festgelötet. Wirklich waren jetzt die Töne zum grossen Teil, wenn auch noch nicht völlig verschwunden. Darum wiederholte ich die Versuche nun nicht mehr, sondern wandte mich sofort einer ganz neuen

Untersuchungsreihe zu, die mehr Erfolg zu versprechen schien zur Lösung der Frage, die ich mir gestellt hatte.

Versuche über den Einfluss der Strahllänge.

18. Die folgenden Versuche erstrecken sich auf den Zeitraum mehrerer Wochen: um von allen Zufälligkeiten frei zu werden, wurde jeden Tag nur eine Versuchsreihe von 6—8 Versuchen fertig gestellt. Die Zimmertemperatur schwankte zwischen 19° und 20°, das Wasser hatte gleiche Temperatur wie die Luft. Das Versuchsprinzip war sehr einfach: die Gesamthöhe wurde unverändert gelassen, nur das Strahlrohr wurde verschoben, ganz analog den Versuchen in 13. Nur wurde jetzt die ganze Fallhöhe untersucht. Das Hauptinteresse richtete sich natürlich auf den unteren Teil der Fallhöhe, der die Ergänzung liefern sollte zu den Curven der Figur 1. Zeigte in einer Reihe von Versuchen ein einzelner eine Abnormität, wurde die ganze Reihe nicht mehr in Betracht gezogen. Es waren dann in der Regel feine Staubpartikelchen in die Öffnung der Spitze gelangt, die den Gang des Strahles auf uncontrollierbare Art alterierten. Auch die Empfindlichkeit des Electrometers war sehr verschieden bei den einzelnen Reihen.

Die Versuche wurden bei zwei verschiedenen Gesamthöhen gemacht, die einen bei 97.9 cm, die anderen bei 76.3 cm Gesamthöhe. Kleine Schwankungen rühren zum Teil daher, dass das Ausflussgefäss, das in einem leichten Holzgerüst an einer starken Schnur hing, sich stets etwas hob, wenn ein Teil des Wassers abgeflossen war, oft bis zu 5 mm. Doch wurde diese Fehlerquelle, die natürlich sehr unbedeutend war, nicht weiter beachtet. Die angegebenen Druckhöhen beziehen sich auf den mittleren Stand des Ausflussgefässes, wenn es ungefähr halb gefüllt war.

Ich gebe im folgenden in den Tabellen einige der

Versuchsreihen wieder, während die Curven auf Fig. III und IV sämtliche erhaltene Werte enthalten, soweit sie nicht getilgt werden mussten wegen Unregelmässigkeiten. Die Fig. IV zeigt noch ein Curvenstück, das die Maxima von der unter 11 erwähnten Art enthält. Sie wurden beobachtet, um die grosse Regelmässigkeit ihrer Entwickelung, die sie denselben Gesetzmässigkeiten gehorchen lässt wie die Normalwerte der Ausschläge, anschaulich zu machen.

Auf der Tabelle bedeuten wieder h die Fallhöhe (auf den Curven bildet h die Abscissen); p die Ausschläge in Daniells (auf den Curven die Ordinaten).

$H = 97.9$

18. December		19. December	
$h = 13.6.2$	$p = 5.64$	$h = 13.6$	$p = 5.28$
5.6	0.07	8.6	0.7
14.6	6.47	11.6	3.48
12.6	4.47	44.8	11.6
9.7	1.95	60.7	9.25

27. December		28. December	
$h = 13.6$	$p = 5.39$	$h = 2.6$	$p = 0.07$
47.2	11.13	10.6	2.76
8.6	1.45	7.5	0.18
20.0	8.15	12.6	4.43
—	—	16.1	6.9

$H = 76.3$

8. Januar		12. Januar	
$h = 4.5$	$p = 0.09$	$h = 70.3$	$p = 4.6$
18.5	4.6	51.2	8.9
30.7	7.3	23.2	5.75
52.2	8.5	9.3	1.63
—	—	41.5	8.86

19. Betrachten wir die Curven, so sehen wir, dass bei der ersten (Fig. III) von der Fallhöhe ca. 35.0 an, bei der anderen (Fig. IV) von ca. 50.0 an nach rechts die Curven ganz das gesetzmässige Verhalten zeigen, was wir in Fig. I sehen. Durch das Senken des Strahlrohres erzielen wir wieder zweierlei: einmal eine Vergrösserung der Ausflussmenge und damit der verschwindenden Oberfläche, und dann eine Vergrösserung der Auffallgeschwindigkeit infolge Verminderung der Luftreibung — die Spitzenreibung fällt als verschwindend kleine Grösse nicht mehr ins Gewicht. Verkleinern wir also die Fallhöhe, gehen wir mit anderen Worten in den Curven von rechts nach links, so findet ein Ansteigen des Potentiales statt, das jedoch bald ein Maximum erreicht, dann findet ein vollkommen stetiger, allmählicher Abfall des Potentiales bis zur Grenze *o* statt.

Es lässt sich freilich nicht leugnen, dass, besonders in Fig. III, der Punkt des Maximums sehr in der Nähe des Punktes liegt, wo die Ausflussspitze aus dem Glasrohr *C* der Zeichnung in das sehr viel weitere Blechgefäss eintritt. Dadurch könnten dann die physikalischen Bedingungen des Strahles eine solche Änderung erfahren, dass sich daraus der veränderte Charakter der Curve erklären liesse. Aber die Fig. IV zeigt die Stelle des Maximums ganz deutlich an einer anderen Stelle; auch ist der Durchmesser des Rohres *C* immerhin noch sehr gross gegen den Durchmesser des Strahles. Es scheint also zwar nicht unmöglich, dass die vermehrte Ventilation im Inneren der weiten Blechglocke mitspielt, doch ist ihr keineswegs ein entscheidender Einfluss auf die Form der Curve zuzuschreiben. Wir dürfen vielmehr im Grossen und Ganzen annehmen, dass das Bild der Curve uns die bei Verkürzung der Strahllänge immer unvollständiger werdende Ausbildung der Doppelschicht veranschaulicht. Noch sicherer wird diese Vermutung gestützt durch die nächste Versuchsreihe.

Es ist noch hinzuzufügen, dass auch Hr. Lenard[1] die Vermutung ausspricht, dass die frisch gebildete Tropfenfläche Zeit brauche, um vollständig zur Wirkung zu gelangen.

Einfluss der Auffallgeschwindigkeit.

20. Es bleibt noch die höchst wichtige Frage nach der Wirkung der Auffallgeschwindigkeit übrig. Es scheint vollkommen klar, dass ceteris paribus ein Strahl, wenn man nur die Auffallgeschwindigkeit ändert, seine Wirkung ändert. Je schneller der Strahl sich durch die Luft bewegt, um so mehr Luft wird er durch seine Saugwirkung an sich reissen, desto schneller wird der Tropfen seine adsorbierte Luftschicht beim Aufprall abstreifen, desto weniger Electricität wird er also an die Wasseroberfläche abgeben und desto besser endlich wird durch Verstärkung der Ventilation die Luftcirculation in der Blechglocke werden. Wir werden also a priori den Schluss ziehen, eine Vergrösserung der Auffallgeschwindigkeit müsse eine bedeutende Verstärkung des Effects erzeugen, da alle Umstände, die sich durch Vergrösserung der Auffallgeschwindigkeit ergeben, sämtlich zur Verstärkung des Effectes beitragen werden.

In den Curven der Fig. I haben wir nun den Effect als Function der Fallhöhe dargestellt, und zwar je für 3 verschiedene Gesamthöhen. Würden wir nun versuchen, die erhaltenen Potentialwerte als Function der Druckhöhe darzustellen, so würde, da die grösste Verschiebung des Strahlrohres bei diesen Versuchen kleiner ist als die Differenz je zweier der drei angewandten Gesamthöhen, keine kontinuierliche Curve entstehen können; denn da bei diesen freien Fallhöhen der Einfluss der Ausbildungszeit für die Doppelschicht bereits verschwunden, würden

1 Lenard, a. a. O. p. 621.

3 gesonderte Curvensysteme entstehen, weil zwar die Ausflussmenge und die verschwindende Oberfläche eine stetige Function der Abscisse sein würde, aber die Auffallgeschwindigkeit von Curve zu Curve sich sprungweise ändern würde. Dies schien also ein sicheres Kriterium für die Richtigkeit der vorstehenden Überlegungen zu sein. Als ich aber zur Vorprobe diesen Versuch machte, fand ich zu meiner grössten Überraschung eine vollkommen kontinuierliche Curve, wie nachstehende Tabelle nachweist. D bedeutet die Druckhöhe (Abscisse), p Potential (Ordinate).

$D = H - h$	p	H
143.8	9.17	183.8
123.8	8.40	183.8
103.8	7.81	183.8
100.0	7.733	140.0
90.0	7.17	140.0
80.0	6.72	140.0
70.0	6.24	140.0
60.0	5.79	140.0
57.5	5.36	97.5
47.5	4.97	97.5
37.5	4.20	97.5
17.5	3.03	97.5

Da nun, wenn p von der Auffallgeschwindigkeit d. h. von H abhinge, es eine kontinuierliche Function von H sein würde, ferner in der Curve p ausser von H nur noch von D abhängig sein kann, D aber kontinuierliche Function der Abscisse, H unstetige Function derselben, so folgt aus der Stetigkeit der Curve nach einfachen mathematischen Grundsätzen, dass p von der Auffallgeschwindigkeit überhaupt unabhängig sein müsse.

Um dieses auffällige, den Erwartungen so vollständig widersprechende Ergebnis weiter zu bestätigen, wurde folgende Versuchsreihe gemacht.

21. Die Druckhöhe wurde constant gelassen, indem

Ausflussgefäss und Strahlrohr stets um den gleichen Betrag gehoben und gesenkt wurde; auf diese Weise wurde ich frei vom Einfluss der Ausflussmenge. Die Druckhöhe betrug 39 cm. Es wurden ausser den normalen Electrometerausschlägen auch noch die Maximalausschläge aufgezeichnet.

Ist wirklich das eben erhaltene Resultat richtig, dass der Effect unabhängig von der Endgeschwindigkeit des Strahles ist, so müssen wir eine Curve erhalten, die anfangs ansteigt bis zur vollen Ausbildung der Doppelschicht und dann als gerade Linie parallel der Abscissenaxe verläuft. Von diesem Punkt der definitiven Ladung an würde mit dem Strahl keine Veränderung mehr vor sich gehen. Es würden ferner die zwei einzigen Umstände, die bei Veränderung der Fallhöhe die Wirkung ändern könnten, nämlich Ventilation und Endgeschwindigkeit, entweder sich gegenseitig compensieren, oder beide einzeln Null werden in ihrer Wirkung. Ist es nun in den unter 18 erwähnten Versuchen in der That die Änderung der Circulationsverhältnisse, die diesen Curvenabfall veranlasst, so müssen wir schliessen, dass (trotz der Communication des grossen Glasrohres mit der Atmosphäre) die Ventilation, d. h. das Mitreissen von Luft in dem Glasrohr im Vergleich zum Blechcylinder nur in äusserst geringem Maasse möglich ist. Ausserdem ist aber dieser Vorgang, der sicher auf einer Art von Saugwirkung des fallenden Strahles beruht, von der Entfernung je zweier aufeinander folgender Tropfen abhängig, ausser von ihrer Geschwindigkeit. Es wäre also denkbar, dass das gleichzeitige Heben des Strahlrohres und des Ausflussgefässes, da es die Entfernung der Tropfen im Moment des Eintrittes des Strahles in das Blechgefäss vergrössert, die Ventilation verringerte und infolge dessen diese Erscheinung der gleichzeitig auftretenden Vergrösserung der Endgeschwindigkeit gerade entgegenwirkte. Doch würden beide Wirkungen nicht den geringsten Zu-

sammenhang mit einander haben, es wäre also undenkbar, dass sie auf einem Gebiet von 40 cm Länge für jede Fallstrecke sich gerade kompensieren würden. Es bleibt somit nur die Annahme, dass beide Wirkungen sehr klein und mit unseren Hülfsmitteln an unseren Apparaten sich nicht bemerkbar machen.

Nehmen wir noch hinzu, dass, wie bereits in 9 gezeigt, der Zerstreuungscoefficient durch das Einsenken des Strahlrohres in die Blechglocke keine bemerkbare Änderung erfährt, so bleibt für die Gestalt der Curven III und IV nur die eine Erklärung übrig, dass bei den dort angewandten Drucken erst bei einer Fallhöhe von 40 cm die electrische Doppelschicht sich endgültig gebildet hat.

22. In der That zeigt nun, wie vorausgesehen, die Curve (Fig. VI) die erwähnte Eigenschaft, von einer bestimmten Abscisse an in eine gerade Linie überzugehen.

In der folgenden Tabelle sind die erhaltenen Zahlen zusammengestellt, als Functionen der Fallhöhe Abscisse in Fig. VI).

Normale Ausschläge:

$h = 16.0$ cm	$p = 1.35$	$h = 55.3$	$p = 7.62$
19.2	2.90	57.2	7.50
19.4	2.86	57.5	7.73
25.2	5.65	64.3	7.56
30.1	6.84	67.2	7.65
41.0	7.60	72.3	7.37
47.7	7.60	72.7	7.61
52.2	7.80	79.6	7.60

Maxima:

27.2	8.60	54.3	11.96
37.2	11.46	58.7	11.97
42.2	11.70	65.7	12.18
49.0	12.05	80.8	12.00

In der Fig. VI ist auch die Curve der Maxima ge-

zeichnet, und man sieht, dass auch diese demselben Gesetz folgt.

Dies Ergebnis nun, dass die Menge der Electricität, die in die Luft getrieben wird beim Aufprall eines Tropfens auf ein Hindernis, unabhängig ist von der Geschwindigkeit des Tropfens, lässt sich wohl nur durch den hohen Druck erklären, unter dem die adsorbierte Gasschicht steht, und der dadurch erzeugten abnormen Grösse des inneren Reibungscoefficienten, infolge deren die Zeit des Aufpralls verschwindet gegen die Zeit, die die Luft zum Wegströmen aus der Oberflächenschicht braucht, obwohl auch dieser Vorgang eine ausserordentlich kurze Zeit in Anspruch nehmen wird.

Diese Annahme würde eine Stütze finden in einem Ergebnis von Hrn. Kaiser[1], der bei Versuchen über die Zeit, die sich berührende Seifenblasen zu ihrer Vereinigung gebrauchen, keinen Einfluss des Druckes, mit dem diese auf einander gepresst wurden, wahrnehmen konnte.

Wie aber erklärt sich dann, dass bei einzeln fallenden Tropfen, die die Ausflussspitze mit der Geschwindigkeit Null verlassen, die Wirkung beständig mit der Fallhöhe zunimmt? Es wäre sonderbar anzunehmen, dass diese sich anders verhielten beim Auffall, als eine dichte Tropfenreihe, die wir als Strahl bezeichnen. Es bleibt nichts anderes übrig als die Vermutung, dass ebenso wie beim Strahl, so lange die Wirkung des Tropfens noch nicht constant geworden bei stetiger Vergrösserung der Fallhöhe, die Ladung noch nicht ihre definitive Grösse erhalten hat. Da nun der Unterschied zwischen Tropfen und Strahl in unserem Fall darin besteht, dass einmal die Tropfen viel langsamer durch die Luft fallen und viel weniger Luft an sich reissen als der Strahl, ausser-

1 Kaiser, Wied. Ann. 53 (1894) p. 670; ausführlicher Inaug.-Diss. Bonn 1894 p. 29 f.

dem aber die Tropfen eine bedeutend grössere Zeit zur vollen Ausbildung der Ladung brauchen als der Strahl, so müssen wir als ergänzende Annahme hinzufügen, dass die Zeit zur Ausbildung der electrischen Doppelschicht stark abhängig ist von der Geschwindigkeit der fallenden Tropfen. Diese Hypothese erklärt auch auf das einfachste, dass in der Curve III, die der grösseren Gesamthöhe entspricht, das Maximum in geringerer Höhe liegt, die Curve also nach links steiler abfällt als in Fig. IV, bei der die Auffallgeschwindigkeit geringer ist.

23. Die Wirkung der Geschwindigkeit wird sich nun höchst wahrscheinlich nur erstrecken auf die erste der drei unter 16 erwähnten Phasen: auf die Bildung der Adsorptionsschicht. Nach allem, was man von Adsorption weiss, ist diese Erscheinung ja in hohem Grade von dem Druck des adsorbierten Gases abhängig. Da nun das Oberflächenintegral des Drucks über die Oberfläche des Tropfens gleich einer Konstanten, nämlich gleich dem Produkt des äusseren Luftdrucks in die Grösse der Tropfenoberfläche ist, folgt, dass die verschiedenen Teile der Oberfläche in sehr verschiedenem Grade bei der Erzeugung der electrischen Wirkung beteiligt sein müssen, und zwar der unterste, zuerst das Fallblech berührende Punkt am stärksten, da dort der Druck ein Maximum haben muss. Die auf der oberen Hälfte des Tropfens sitzende Luftschicht wird sich zum Teil entladen, zum Teil von dem nächsten Tropfen weggetrieben werden, nur zum geringen Teil aber direkt in die Luft gehen.

Einfluss der Temperatur des Wassers.

Es erübrigte noch, den Einfluss der Temperatur des Wassers auf die Grösse der Wirkung zu untersuchen. Diese Versuche boten um so grösseres Interesse, als diese

Wirkung sich höchst wahrscheinlich auf zwei Phasen der Doppelschichtbildung erstrecken musste, und zwar in entgegengesetztem Sinne. Denn was erstens die Adsorption anlangt, so wird sie mit steigender Temperatur sicher vermindert werden, schon aus dem Grunde, da die erhöhte Dampfspannung in viel stärkerem Maasse dem Anlagern von Luftteilchen widerstreben musste; zweitens aber lag es sehr nahe anzunehmen, dass die Kräfte, die dem Gase eine electrolytische Eigenschaft verleihen, mit der Temperatur wachsen würden, entsprechend wie die Fähigkeit des Wassers, Electrolyte aufzulösen (abgesehen von besonderen Ausnahmen), ferner seine eigene Dissociation mit steigender Temperatur beträchtlich wachsen. Es fand sich, in Übereinstimmung mit dem Resultate von Hrn. Thomson, dass die Wirkung auf die zweite Phase bedeutend überwiegt: Mit steigender Temperatur wächst der Effect. — Die Versuche wurden in folgender Weise angestellt. In ein 20 cm langes, unten zugeschmolzenes Glasrohr wurde schnell eine Kältemischung aus Schnee und Kochsalz gebracht, fest zugestöpselt, und nach sorgfältiger Reinigung in das Ausflussgefäss gesteckt. Der Korkpfropfen ragte mitsamt einem 2 cm hohen Teil der Röhre über dem Wasserspiegel hervor, so dass kein Salz in das Wasser gelangen konnte, dann wurde der Gummistopfen mit dem Mariotte'schen Rohre aufgesetzt, und der Strahl in Thätigkeit gesetzt. Freilich zeigte das Thermometer, obwohl die Kälteröhre sofort mit einem Eismantel sich umgab, eine Temperatur an, die nicht unter $+ 10^0$ sank infolge der Erwärmung auf dem langen Weg vom Ausflussgefäss bis zum oberen Ende des Strahlrohres, wo das Thermometer befestigt war. Nach Beendigung der Versuche wurde daher der grösste Teil der Schlauchleitung entfernt und nur das allernötigste belassen. Allerdings scheint durch die dadurch herabgesetzte Reibung die Ausflussmenge sich etwas vermehrt zu haben. Nun erst wurden Versuche mit Wasser von gewöhnlicher Tem-

peratur, und dann mit Wasser von 50—60° gemacht. Die Zimmertemperatur betrug 21°, die beiden Temperaturen des Wassers 20.5° und 41° mit grosser Constanz. Zu erwähnen ist noch, dass bei diesen Versuchen nicht die Platinspitze benutzt wurde, da sie mit sehr leichtflüssigem Kitt befestigt war und der Versuch, sie anzuschmelzen, misslang, sondern eine einfache ausgezogene Glasspitze, deren Reibung ja, da bei diesen Versuchen die Druckhöhe stets konstant blieb, ohne Einfluss war. Die Druckhöhe betrug 39 cm. Die Ergebnisse sind in der Fig. VII graphisch dargestellt. Abscisse ist die Fallhöhe. Die Temperaturen betrugen, am oberen Ende des Strahlrohres abgelesen, bei Curve a) 41°, b) 21°, c) 11°, Temperaturen, die natürlich nicht genau mit denen stimmen, die an der Ausflussspitze statthaben. Interessant ist noch bei diesen Curven, dass die Zeit, die zur vollen Ausbildung der Schicht notwendig, mit der Temperatur deutlich stark abnimmt, was wohl damit übereinstimmt, dass die Kräfte der Phase 2) mit der Temperatur beträchtlich wachsen; zugleich ergiebt sich daraus, dass der grösste Teil der Ladungszeit auf Rechnung der Phase 2) kommt.

Doch zeigte sich, dass auch die Temperatur der Luft noch von erheblichem Einfluss ist, was grosse Schwankungen dadurch verursachte, dass der warme resp. kalte Strahl längere Zeit lief, so dass sich die Luft allmählich in ihrer Temperatur änderte.

Das Zustandekommen der Doppelschicht.

Während die Versuche keinen Zweifel mehr darüber lassen, dass sich beim Fallen eines Flüssigkeitstropfens durch ein Gas eine adsorbierte Schicht auf der Tropfenoberfläche ausbildet, die sich mit der entgegengesetzten Electricität als der Tropfen ladet, bietet die Erklärung

des Zustandekommens sowie der Natur der electrischen Doppelschicht erhebliche Schwierigkeiten. Es ist sicher, dass die adsorbierte Gashülle Sitz der einen, der Tropfen Sitz der anderen Electricitätsart ist; aber wie ist es erklärlich, dass ein Gas eine statische Ladung annehmen kann? Wie bereits unter 15 erwähnt, sind wir zu der Annahme genötigt, dass das Gas in der Adsorptionsschicht sich in einem anomalen, von dem gewöhnlichen völlig abweichenden Zustand befindet. Und hier dürfte die einfachste, vielleicht die einzig mögliche Annahme, so gezwungen sie auch auf den ersten Blick scheint, die sein, dass das Wasser, ebenso wie es Salze zu lösen vermag, indem es dieselben zu Electrolyten macht, auch die Gasmoleküle, die in die molekulare Wirkungssphäre der Wasserteilchen an der Oberfläche gelangt sind, in electrolytischen Zustand versetzt, sie, nach der Arrhenius'schen Hypothese, dissociiert. Hiermit stimmt wohl zusammen die ausserordentlich grosse Wirkung des reinen Wassers, das fast alle anderen Flüssigkeiten an Wirkung übertrifft. Es würde ein Molekül des Gases sich in zwei entgegengesetzt geladene Atome spalten müssen, wovon das eine seine Ladung an das Wasser abgiebt, während die Electricität des anderen gebunden wird, das entladene Atom mit einem zweiten entladenen ein Molekül bilden und so fort. Sehr auffallend wäre hierbei, dass bei dem Vorgang der Dissociation ein Molekül in zwei chemisch gleiche Atome zerfällt, während bei der Electrolyse das Salz stets in ungleiche, chemisch differente Componenten zerlegt wird. Doch scheinen neuere Versuche von Pringsheim[1], der die Electricitätsleitung in stark erhitzten Gasen untersuchte und bei elementaren Gasen, wie Wasserstoff, Erscheinungen fand, die auf eine Polarisation hindeuteten, die Möglichkeit einer derartigen Erklärung näher zu rücken.

1 Ber. der Acad. d. Wiss. Berlin 1. April 1895.

Ist in dem Wasser noch ein anderer Stoff gelöst, so kompliciert sich die Erscheinung wesentlich. Denn da das Wasser nur eine begrenzte Anzahl von Molekülen zerlegen kann, würde erstens die Fähigkeit des Wassers, das Gas zu ionisieren, herabgesetzt werden, dazu käme dann noch der direkte Einfluss des Electrolyten auf das Gas. Die Versuche von J. J. Thomson zeigen, dass die Wirkung ganz concentrierter Lösungen fast immer sich der Grenze *o* nähert, was entschieden darauf hindeutet, dass das Wasser seine Fähigkeit, die Luftmoleküle zu zerlegen, eingebüsst hat. Eine Ausnahme bildet die Essigsäure, die ja überhaupt verschiedene Absonderlichkeiten hat (ihr Dampf z. B. enthält Doppelmoleküle u.s.w.), die sich damit vielleicht in Zusammenhang bringen liessen.

Über die übrigen Curven, die J. J. Thomson erhalten hat, lässt sich nichts sicheres sagen; die Erscheinungen sind zu compliciert, als dass das erhaltene Beobachtungsmaterial auch nur im entferntesten hinreichen könnte, eine entscheidende Erklärung abzugeben. Leider erwies sich mein Apparat nicht als geeignet, Versuche mit Lösungen anzustellen, so dass ich derartige Versuche auf gelegenere Zeiten versparen muss.

Noch einen Versuch will ich erwähnen, den ich als Parallele zu einem J. J. Thomson'schen anstellte. Dieser hatte gefunden, dass unter den drei Isomeren Resorcin, Pyrocatechin und Hydrochinon nur das letztere eine Wirkung ausübt, und schrieb das dem Umstande zu, dass auch nur das letztere gegen Sauerstoff eine gewisse Reactionsneigung besitzt. Nach dem Arrhenius-Oswald'schen Standpunkt würde das freilich auf eins hinauslaufen mit der Thatsache, dass nur Hydrochinon einigermassen in Dissociationszustand sich befindet in seiner wässrigen Lösung. Um dies Resultat jedoch noch reiner zu erhalten, versuchte ich es mit den Lösungen von saurem maleinsaurem und saurem fumarsaurem Natron,

von denen kein Unterschied in der Reactionsfähigkeit gegen Sauerstoff bekannt ist. Wohl aber verhält sich das erstere wie ein Electrolyt, während das letztere kaum merklich leitet. Ganz entsprechend fand sich, dass die Wirkung des ersteren auf die Luftelectricität bedeutend war, während die Wirkung des anderen dagegen verschwand.

Arrhenius fand, dass das Leitungsvermögen gewisser Electrolyte, wie z. B. der unterphosphorigen Säure einen negativen Wärmekoefficienten hat. Ich stellte mir nun mehrere Lösungen verschiedener Conzentration her, und untersuchte sie bei zwei verschiedenen Temperaturen. Es fand sich, dass die Curve für die Concentration als Abscisse bedeutend langsamer abfällt bei der höheren Temperatur, als die entsprechende für die kleinere Temperatur — umgekehrt, wie bei anderen Salzlösungen —, eine weitere Stütze der oben ausgesprochenen Hypothese. Denn die Wirkung des gelösten Stoffes auf das Gas kann sich nur auf die electrolytisch dissociierten Moleküle des Stoffes beziehen, wodurch sich die beiden Versuche mit den isomeren Körpern sowie mit der Säure befriedigend erklären.

Gar nicht in den Rahmen dieser Betrachtungen hinein passt eine Kategorie von Stoffen organischer Natur, die sämtlich optisch ausgezeichnet sind, indem sie entweder optisch activ sind, oder stark Licht absorbieren. Zu den ersteren gehört das Terpentinöl, zu den zweiten das Eosin, Fluorescein, Rosanilin u. a. Alle diese Stoffe zeigen eine ausserordentliche Wirkung. Ein Versuch, direkt den Einfluss des Lichtes auf das Phänomen bei diesen Stoffen nachzuweisen, misslang jedoch vollständig: das eine Glasfenster in der Glocke wurde durch ein Marienglasfenster ersetzt und abwechselnd verdunkelt und mit Magnesiumlicht beleuchtet; ich konnte jedoch keine Beeinflussung der electrischen Wirkung wahrnehmen.

Zum Schlusse sei erwähnt, dass es vor kurzem

Lord Kelvin[1] gelungen ist, die Umkehrung des Phänomens auszuführen, die Lenard[2] vergeblich versucht hatte: nämlich Gasblasen durch Flüssigkeit aufsteigen zu lassen, und deren Electrisierung nachzuweisen, nachdem sie in die freie Luft gelangt sind. Dieser Versuch gelang nur, wenn das Gas mit grosser Heftigkeit durchgeblasen wurde, so dass ein starkes Geräusch entstand, also nur bei schneller mechanischer Trennung der Doppelschichten. Seine Versuche stimmen in jeder Hinsicht überein mit den von Lenard, Thomson und dem Verfasser erhaltenen Resultaten.

Im folgenden seien noch kurz die Ergebnisse der Arbeit zusammengestellt:

1) Fallende Tropfen electrisieren die Luft, indem sie sich mit einer adsorbierten Gashülle umgeben, die die gleiche und entgegengesetzte Ladung wie sie selbst annimmt; diese Gasschicht wird durch den Fall auf ein Hindernis abgestreift und gelangt frei in die Luft, die dadurch eine Ladung zeigt.
2) Diese Bildung einer electrischen Doppelschicht braucht eine messbare Zeit zur Entwickelung.
3) Diese Zeit hängt ab von der relativen Geschwindigkeit des Tropfens gegen die Luft (vgl. auch Wirkung eines Gebläses auf den Effect)[3].
4) Die Menge der in die Luft gelangenden freien Electricität ist dagegen unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der der Tropfen auffällt.
5) Die Steigerung der Temperatur bringt eine Verstärkung der electrischen Wirkung hervor.
6) Der Teil der Gasschicht, der electrisch in die Luft gelangt, ist der an der Unterseite des Tropfens befindliche.

1 Lord Kelvin, Nature April 1895.
2 Lenard, a. a. O. p. 697.
3 Lenard, a. a. O. p. 620.

7) Die Gashülle muss sich in electrolytisch dissociiertem Zustand befinden; der Dissociationsgrad ist von dem im Wasser gelösten Stoff abhängig, und zwar seiner Menge, wie seiner Qualität nach, indem die im Wasser befindlichen Jonen direkt die Electrisierung des Gases beeinflussen.

Zum Schlusse bleibt mir noch die angenehme Pflicht, Herrn Prof. Lenard für die gütige Überweisung der Arbeit, sowie Herrn Prof. Kayser und seinem Assistenten, Herrn Dr. Hagenbach, für das freundliche Interesse, das sie an meiner Arbeit nahmen, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Lebenslauf.

Ich, Hans Usener, evangelischer Confession, wurde geboren am 31. December 1872 als Sohn des Prof. Dr. Hermann Usener und seiner Gattin Lili geb. Dilthey zu Bonn. Nachdem ich $4^1/_2$ Jahre lang die Bonner Knabenschule besucht, kam ich Ostern 1883 auf die Quarta des Königl. Gymnasiums zu Bonn, das ich Ostern 1890 mit dem Zeugnis der Reife verliess, um mich in Göttingen den alten Sprachen zu widmen. Herbst 1890 kehrte ich nach Bonn zurück, um mich dem Studium der Medicin und Naturwissenschaften zuzuwenden. Im Sommer 1892 bestand ich daselbst die ärztliche Vorprüfung, worauf ich nach München ging, um mich vollständig der Physik und Mathematik zu widmen. Vom Herbst 1893 an verblieb ich in Bonn und bestand im Winter 1894/95 das Doctorexamen.

Seit dem 1. April dieses Jahres genüge ich meiner activen Dienstpflicht beim II. Bataillon des Inf.-Regts. v. Göben (2. Rhein.) No. 28 zu Bonn.

Meine Lehrer waren die Herren Professoren und Docenten:

Göttingen: Dilthey, Kielhorn, Leo, Sauppe†, Schoenflies, von Wilamowitz.

Bonn: Anschütz, Bruhns, Elter, Gothein, Hertz †, Kayser, Kekulé, Kortum, Küppers, Laspeyres, Lenard, Lipschitz, Lorberg, Ludwig, Minkowski, Pflüger, Richarz, Schiefferdecker, Strasburger, Study, Usener, von la Valette St. George.

München: Boltzmann, Dyck, Lommel, Pauly, Pringsheim.

Allen diesen hochverehrten Herren sage ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank.

Thesen.

1) Ein grosser Teil der normalen Luftelectricität verdankt seinen Ursprung den Brandungen an der Meeresoberfläche.
2) Auch Elemente können unter Umständen eine electrolytische Dissociation erleiden.
3) Die Electricität besitzt keine Trägheit.
4) Aus der Existenz der Gleichung $\Delta V = 0$ für stationäre electrische Strömung lässt sich nicht der Schluss ziehen, dass nur die Oberfläche des Leiters durchströmt wird, wie Kirchhoff (Vorles. über math. Phys. III p. 112) schliessen zu dürfen glaubt.
5) Die Einwände, die von Seiten der Chemiker gegen die Arrhenius'sche Theorie der Electrolyse gemacht werden, sind als unbegründet zu erachten.
6) Die Vorwürfe, die Aristoteles der Physik des Leukippos macht, treffen nicht die moderne Atomistik.

Fig. I.

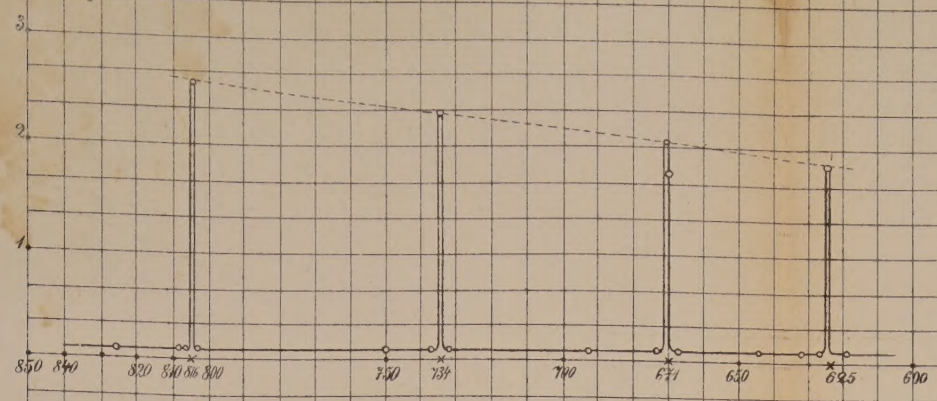


Fig. II.

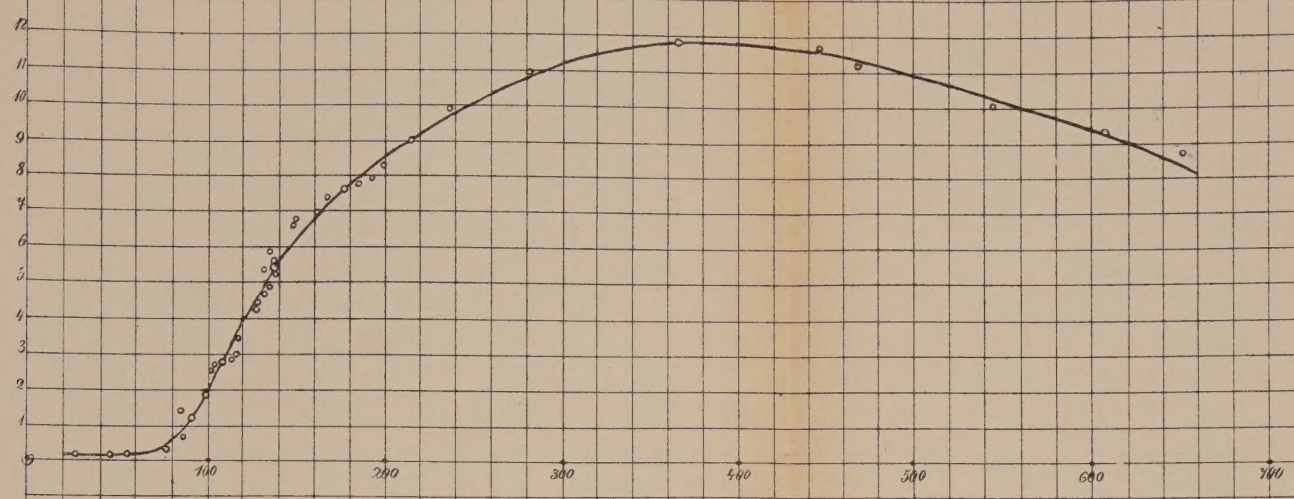


Fig. III.

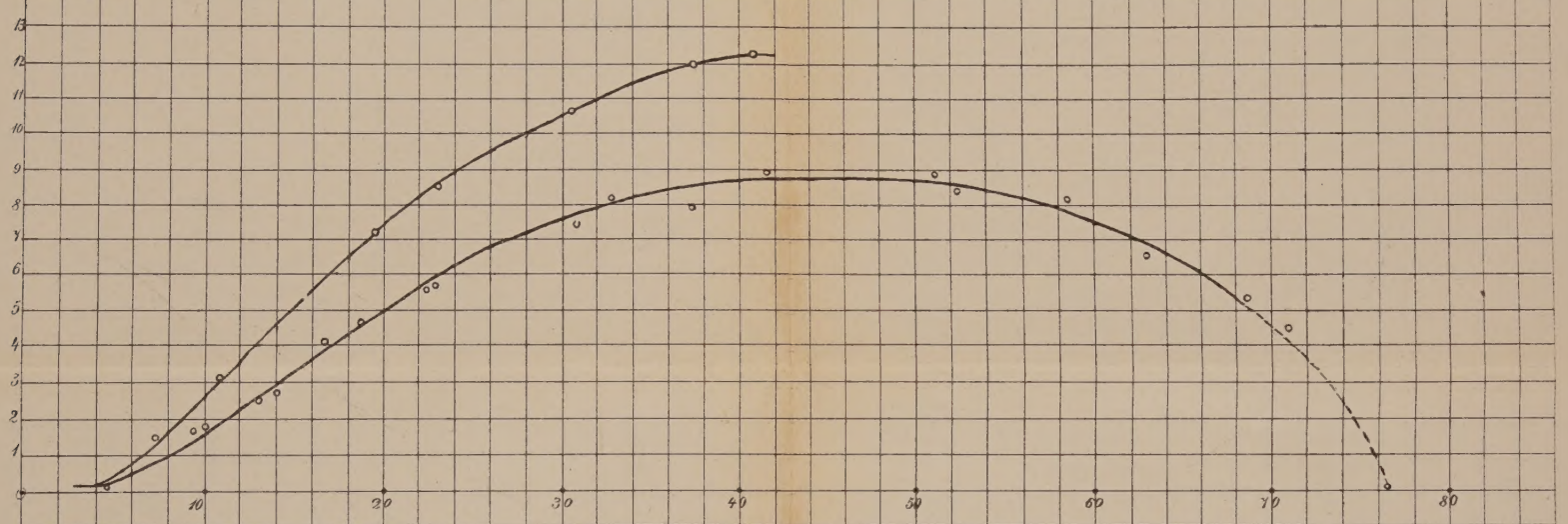


Fig. IV.

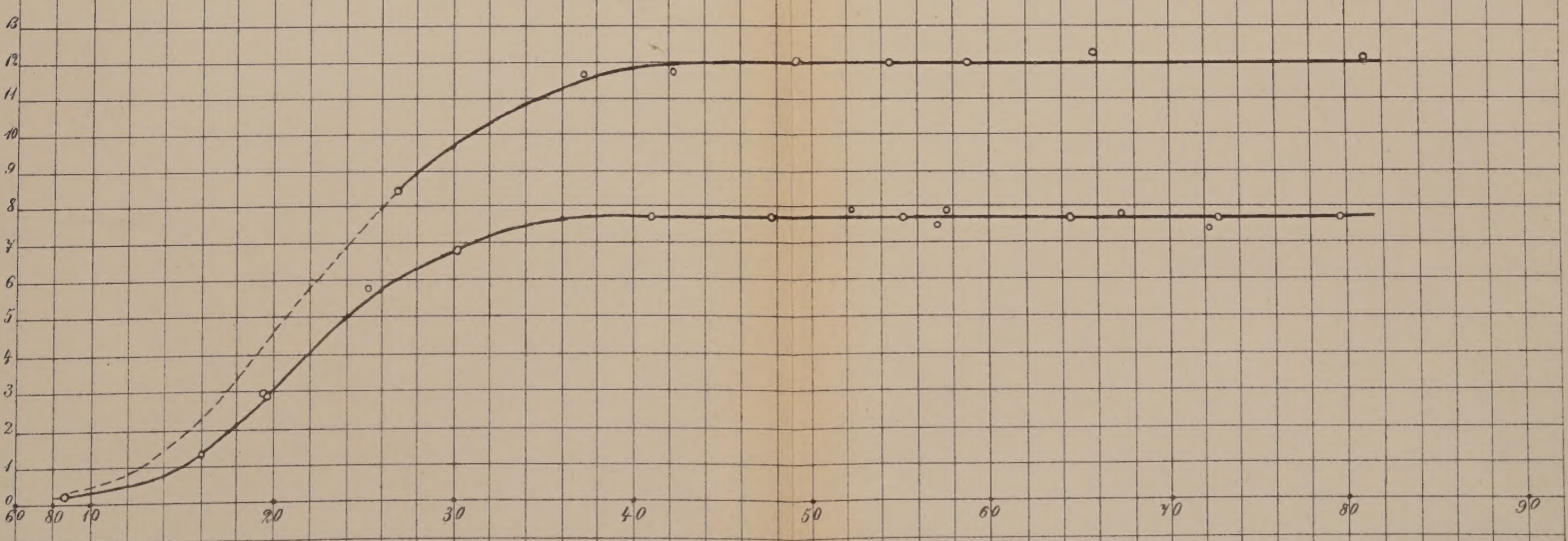
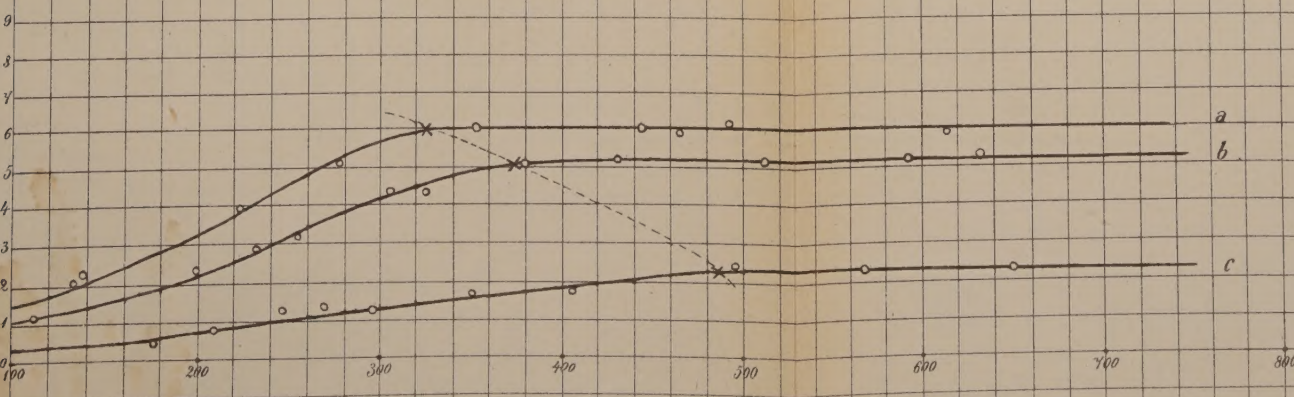



Fig. V.